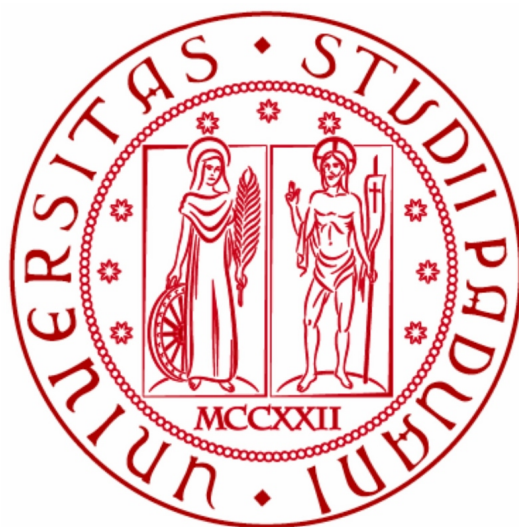


UNIVERSITÀ DEGLI STUDI DI PADOVA

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"
CORSO DI LAUREA TRIENNALE IN FISICA



Simulazione di Monte Carlo del trigger per l'esperimento JUNO

Laureando:
FEDERICO SCARPARI

Relatore: Prof. RICCARDO BRUGNERA
Correlatore: Dott. EDUARDO MEDINACELI

Anno accademico 2014–2015

Il rivelatore di neutrini JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory), esperimento attualmente in costruzione nel sud della Cina, ha come obbiettivo quello di determinare la gerarchia di massa di queste particelle. Sarà composto di una sfera di scintillatore liquido del diametro di 36 metri, posizionata 700 metri sotto terra e ricoperta di 18000 fotomoltiplicatori.

Il rivelatore viene raggiunto dagli antineutrini provenienti da due complessi nucleari posti a 53 km di distanza. La rivelazione di questi antineutrini (eventi di segnale) avviene tramite il decadimento β inverso.

Scopo di questa tesi è simulare la risposta dei fotomoltiplicatori interessati dagli eventi di segnale. Inoltre, analizzeremo il fondo prodotto dalla radioattività di alcuni elementi presenti nel liquido di scintillazione, valutandone l'impatto sui fotomoltiplicatori.

Indice

1	Introduzione	4
1.1	Il neutrino	4
1.2	La gerarchia di massa	4
2	JUNO	6
2.1	Struttura ed obiettivi	6
2.1.1	JUNO in generale	6
2.1.2	Scintillatore	7
2.1.3	Fotomoltiplicatori	8
2.1.4	Condizioni in JUNO	8
3	Simulazione Montecarlo del segnale	9
3.1	Il decadimento beta inverso	9
3.2	Simulazione del segnale	9
3.2.1	Simulazione del segnale di dark noise	11
3.2.2	Simulazione del segnale di background	12
3.2.3	Risultati	12
3.3	Energia visibile	13
4	Conclusioni	17
	Bibliografia	18

Capitolo 1

Introduzione

1.1 Il neutrino

L'esistenza del neutrino fu ipotizzata per la prima volta da Wolfgang Pauli [1] nel 1930, per giustificare lo spettro continuo del decadimento beta. Tuttavia, si dovette attendere il 1956 perchè Frederick Reines e Clyde Cowan lo individuassero sperimentalmente [2, 3]. Questo lungo lasso di tempo è dovuto alla natura stessa del neutrino: particella subatomica neutra di massa estremamente piccola, che interagisce molto raramente con la materia.

Secondo il Modello Standard [4], esistono tre diversi tipi di neutrini, corrispondenti ai tre diversi leptoni presenti in natura: il neutrino elettronico ν_e , il neutrino muonico ν_μ e il neutrino tauonico ν_τ , che corrispondono rispettivamente a elettrone e^- , muone μ^- e tauone τ^- .

Si definisce il sapore di un neutrino in base al leptone coinvolto nell'interazione di corrente carica che lo genera (ad esempio l'elettrone nel decadimento beta per il neutrino elettronico).

Il neutrino è una particella ancora piena di misteri, non solo per la difficoltà nel rivelarlo, ma anche perchè presenta delle anomalie rispetto ai modelli della fisica teorica: evidenze sperimentali mostrano che il neutrino oscilla, ossia viaggiando nello spazio-tempo cambia il suo sapore. Ciò significa che, generato un flusso di neutrini con sapore definito (conoscendo cioè la reazione dalla quale è stato prodotto), ad una certa distanza c'è una probabilità di trovare neutrini di diverso sapore.

Questo fenomeno può avvenire solo se:

- il neutrino è massivo, ossia ha massa diversa da zero;
- gli autostati del sapore $|\nu_\alpha\rangle$ ($\alpha = e, \mu, \tau$) non coincidono con gli autostati della massa $|\nu_i\rangle$ ($i = 1, 2, 3$);

Si può quindi esprimere l' α -esimo autostato di sapore come combinazione lineare di $|\nu_i\rangle$:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha,i} |\nu_i\rangle \quad (1.1.1)$$

dove gli $U_{\alpha,i}$ sono gli elementi della matrice unitaria di mixing di Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata (PMNS) [5, 6].

1.2 La gerarchia di massa

Ad oggi non si conoscono ancora i valori assoluti delle masse dei neutrini m_1, m_2, m_3 , tuttavia si è riusciti a stabilire quali sono i valori dei quadrati delle differenze di tali masse $\Delta m_{i,j}^2 = m_i^2 - m_j^2$ (Tabella 1.1).

Un problema che tuttavia rimane ancora senza soluzione è quello della cosiddetta **gerarchia di massa**, ossia se lo stato $|\nu_3\rangle$ sia più o meno massivo degli altri due stati $|\nu_2\rangle, |\nu_1\rangle$.

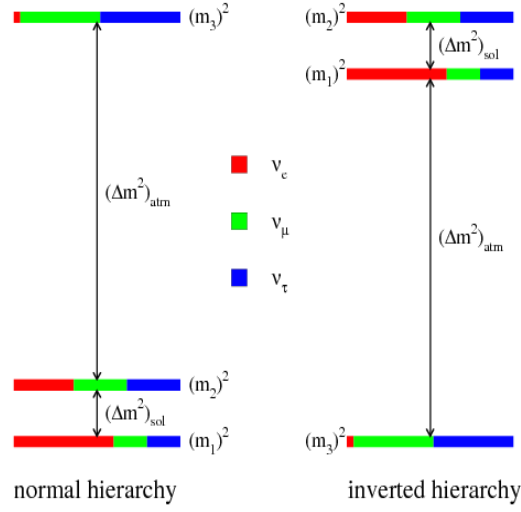


Figura 1.1: Rappresentazione grafica delle due gerarchie di massa: a sinistra quella diretta (NH), a destra quella inversa (IH) [7].

Parametro	Best fit	1σ -range	3σ -range
Gerarchia di massa normale ($m_1 > m_2 > m_3$)			
$\Delta m_{21}^2/10^{-5} \text{ eV}^2$	7.54	7.32-7.80	6.99-8.18
$\Delta m_{31}^2/10^{-3} \text{ eV}^2$	2.47	2.41-2.53	2.27-2.65
$\sin^2\theta_{12}/10^{-1}$	3.08	2.91-3.25	2.59-3.59
$\sin^2\theta_{13}/10^{-2}$	2.34	2.15-2.54	1.76-2.95
$\sin^2\theta_{23}/10^{-1}$	4.37	4.14-4.70	3.74-6.26
Gerarchia di massa inversa ($m_3 > m_1 > m_2$)			
$\Delta m_{21}^2/10^{-5} \text{ eV}^2$	7.54	7.32-7.80	6.99-8.18
$\Delta m_{31}^2/10^{-3} \text{ eV}^2$	2.34	2.28-2.40	2.15-2.52
$\sin^2\theta_{12}/10^{-1}$	3.08	2.91-3.25	2.59-3.59
$\sin^2\theta_{13}/10^{-2}$	2.40	2.18-2.59	1.78-2.98
$\sin^2\theta_{23}/10^{-1}$	4.55	4.24-4.94	3.80-6.41

Tabella 1.1: Parametri relativi alle due gerarchie di massa dell'oscillazione del neutrino a tre sapori, da un'analisi globale di recenti dati sperimentali [8,9].

Esistono infatti due diverse gerarchie di massa, e la questione riguarda proprio quale delle due sia quella giusta. Si parla allora di "gerarchia diretta" e "gerarchia inversa" (Figura 1.1). Tale problema risulta particolarmente difficile da risolvere e costituisce uno dei goal più ambiti della prossima generazione di esperimenti.

Capitolo 2

JUNO

2.1 Struttura ed obiettivi

2.1.1 JUNO in generale

JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) è un esperimento in fase di costruzione nel sud della Cina il cui scopo sarà rivelare antineutrini prodotti da due centrali nucleari a circa uguale distanza dal rivelatore (53 km). Sarà composto da un enorme contenitore sferico (di raggio $R = 18$ m) riempito di uno scintillatore liquido, di un rivelatore Cherenkov ad acqua e di un tracciatore di muoni. La vasca d'acqua in cui la sfera centrale sarà immersa serve a schermare la radioattività naturale e sarà attrezzata con un numero ancora da definire compreso tra 15000 e 18000 fotomoltiplicatori (PMT) per rivelare la luce Cherenkov (per questo lavoro, si assumerà che i PMT siano 18000); in cima alla vasca sarà posizionato un rivelatore di muoni per permettere di tracciare al meglio i muoni cosmici che raggiungeranno la sfera (figura 2.1).

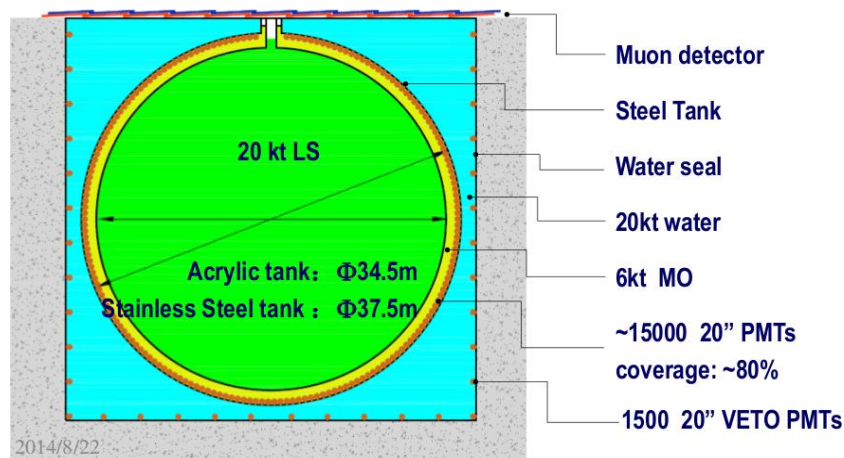


Figura 2.1: Schema di JUNO [7].

Gli obiettivi di fisica che con JUNO si vogliono raggiungere sono:

- Determinare quale sia la corretta gerarchia di massa (NH o IH);
- Determinare la rivelazione degli antineutrini provenienti dai reattori, che in JUNO reagiscono con: $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$, ossia un decadimento beta inverso (Inverse Beta Decay);
- Rivelare neutrini atmosferici e solari;
- Rivelare neutrini derivanti dal collasso di Supernovae;
- Rivelare geo-neutrini (e dunque studiare la composizione del mantello del nucleo della terra);

Sicuramente il target più ambizioso è la risoluzione del problema della gerarchia di massa. In particolare, per quanto riguarda i neutrini emessi dai due reattori nucleari, la probabilità di sopravvivenza degli antineutrini elettronici è [7]:

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cos^4 \theta_{13} \sin^2 \left(\Delta m_{21}^2 \frac{L}{4E} \right) - \sin^2 2\theta_{13} \left(\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\Delta m_{31}^2 \frac{L}{4E} \right) + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \left(\Delta m_{32}^2 \frac{L}{4E} \right) \right) \quad (2.1.1)$$

dove:

- L è la distanza tra il rivelatore e la sorgente dei neutrini;
- E è l'energia dell'antineutrino $\bar{\nu}_e$;
- per θ_{ij} si veda la Tabella 1.1;

In figura 2.2 è mostrato il grafico della funzione 2.1.1 per L=53 km e in funzione dell'energia degli antineutrini da reattore. La curva blu dà il numero di eventi nel caso della gerarchia diretta, la curva rossa quelli nel caso di gerarchia indiretta. JUNO deve riuscire a distinguere le due curve: è chiaro che il problema sperimentale sia alquanto difficile.

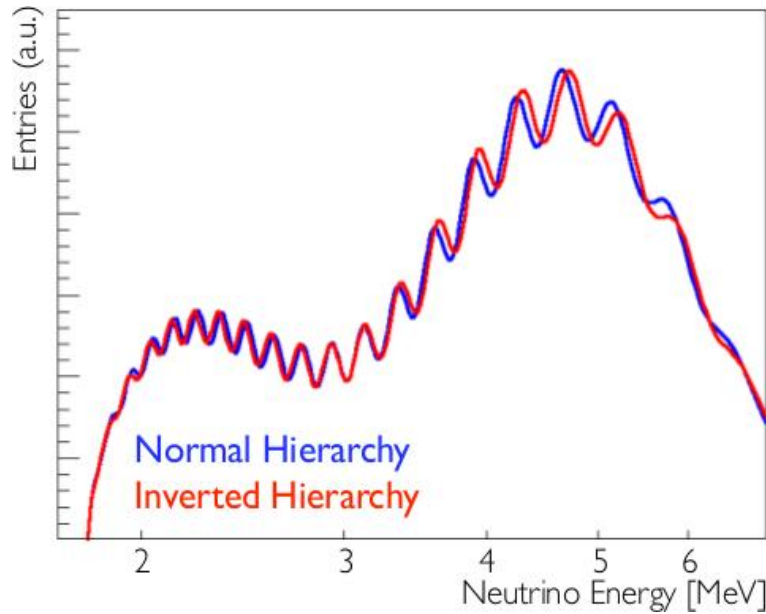


Figura 2.2: Spettro atteso per la NH e la IH [7].

2.1.2 Scintillatore

Il cuore di Juno è una sfera acrilica di 36 metri di diametro, che contiene 20000 tonnellate di liquido di scintillazione, composto di un solvente liquido LAB (Linear Alkyl Benzene) che fornisce il materiale di bersaglio per le particelle ionizzanti, e di alcuni elementi aggiunti in piccole quantità che vengono eccitati ed emettono poi a certe lunghezze d'onda (430 nm). Questo processo è molto importante perchè regolarizza l'emissione dei fotoni di scintillazione a certe lunghezze d'onda, che interagiscono molto meno con la materia circostante, e dunque si riduce la probabilità di riassorbimento dei fotoni. In particolare, il numero di fotoni di scintillazione prodotti da un evento diminuisce con un andamento esponenziale rispetto alla distanza che essi percorrono, ossia via via che si allontanano dal loro punto di origine.

I parametri principali per uno scintillatore sono:

- Lunghezza d'onda dei fotoni emessi;
- Lunghezza di attenuazione λ del numero di fotoni di scintillazione (o trasparenza);
- L'efficienza, ossia la quantità di fotoni emessi per unità di energia assorbita;
- Il tempo di decadimento degli stati eccitati degli elettroni degli atomi dello scintillatore dopo l'assorbimento (tempo di scintillazione);
- l'indice di rifrazione;

Nel caso di JUNO, ossia dello scintillatore LAB (debitamente purificato), avremo:

lunghezza d'onda dei fotoni emessi (nm)	425
λ lunghezza di attenuazione (m)	20
efficienza energetica (light yield) (N_γ/MeV)	10000
tempo di scintillazione (ns)	3.5
indice di rifrazione n	1.47

Tabella 2.1: Parametri dello scintillatore LAB

2.1.3 Fotomoltiplicatori

Un fotomoltiplicatore (PMT) è un tubo elettronico a vuoto che genera e amplifica una corrente elettrica a partire da un segnale luminoso, un fotone γ . Ora, per il nostro lavoro non ci interessa la natura dei PMT, in quanto ci basta determinare quanti fotoni raggiungano efficacemente la superficie della camera di scintillazione; ci serve però sapere come sono disposti rispetto alla sfera di scintillatore e quanto bene svolgono il loro compito.

In particolare in JUNO saranno collocati a 1.5 m dalla superficie della sfera (quindi, la sfera di PMT ha un raggio di 19.5 m), e ne ricopriranno l'80% circa. Infine, avranno un'efficienza quantica (rapporto tra il numero di fotoni incidenti e il numero di fotoelettroni rilasciati e dipende dalla lunghezza d'onda incidente) η pari a 0.35.

2.1.4 Condizioni in JUNO

Per riuscire a distinguere le due curve di figura 2.2 tra loro, è necessaria un'elevata precisione energetica (3% a 1 MeV). Si è calcolato che per ottenerla si debbano creare le seguenti condizioni [10]:

- Copertura dei PMT $\geq 75\%$;
- Efficienza quantica η dei PMT $\geq 35\%$;
- Lunghezza di attenuazione dei fotoni del LAB ≥ 20 m per una lunghezza d'onda di 430 nm;
- Precisa calibrazione elettronica;
- Alta statistica degli eventi raccolti;
- Errori sistematici di qualunque origine sotto controllo e tali da non depauperare la precisione energetica del 3% a 1 MeV;

Il lavoro sperimentale in JUNO è tutto concentrato nel soddisfare tali condizioni.

Capitolo 3

Simulazione Montecarlo del segnale

Il software che abbiamo sviluppato vuole simulare il numero di fotoelettroni prodotto nei PMT in risposta ad un certo numero di eventi di decadimento beta inverso, ossia valutare quanti fotoni generati dai processi di annichilazione del positrone e di cattura del neutrone raggiungano la superficie della sfera dei PMT con energia sufficiente ad accenderli, e quindi a generare un fotoelettrone e dare un segnale.

3.1 Il decadimento beta inverso

Dalle due centrali nucleari arrivano a JUNO antineutrini elettronici di energia compresa tra 0.7 e 12 MeV. All'interno della sfera di liquido di scintillazione, se $\bar{\nu}$ ha sufficiente energia, collidendo con un protone, può innescare un decadimento beta inverso:

$$\bar{\nu} + p \rightarrow e^+ + n \quad (3.1.1)$$

che genera quindi un positrone e un neutrone. Il positrone annichila quasi immediatamente, emettendo due fotoni γ di 511 keV ciascuno (segnale prompt). Invece il neutrone, prima di essere catturato da un nucleo, perde energia mediante successivi urti con la materia. Il nucleo risultante dalla cattura si trova in uno stato eccitato, e decade emettendo altri fotoni.

L'energia rilasciata dall'annichilazione prima e dalla cattura del neutrone poi viene assorbita dagli elettroni degli atomi del LAB, e poi rilasciata sotto forma di fotoni di scintillazione, i quali vengono infine raccolti dai fotomoltiplicatori all'esterno della sfera.

3.2 Simulazione del segnale

All'interno della sfera vengono generati degli antineutrini $\bar{\nu}$ con posizione casuale ed energia $E_{\bar{\nu}}$ campionata dallo spettro ideale atteso (Figura 3.1) nel rivelatore (gli antineutrini sono generati nei generatori con una distribuzione gaussiana di energia, che però evolve lungo il percorso che devono compiere per raggiungere JUNO), approssimato con una distribuzione quasi uniforme (Figura 3.2). Consideriamo poi i p liberi e in quiete nel riferimento del laboratorio; con questa ipotesi, l'energia del sistema $\bar{\nu} + p$ è

$$E_{tot} = E_{\bar{\nu}} + M_p \quad (3.2.1)$$

Sappiamo inoltre che l'energia di soglia affinché la reazione possa avvenire è

$$E_{sog} = 1.8061 MeV \quad (3.2.2)$$

(si è preferito generare l'energia da 2 MeV anziché da 1.806 MeV per escludere una zona in cui la campionatura uniforme si discosterebbe particolarmente dal profilo atteso). La frequenza prevista per l'occorrenza di questi eventi IBD (Inverse Beta Decay) è di 60 al giorno. Si procede generando

l'angolo di emissione del positrone nel sistema del centro di massa (θ_{posCM}), con distribuzione di probabilità uniforme in $[0, 2\pi]$; di conseguenza, si determina l'angolo di emissione del neutrone.

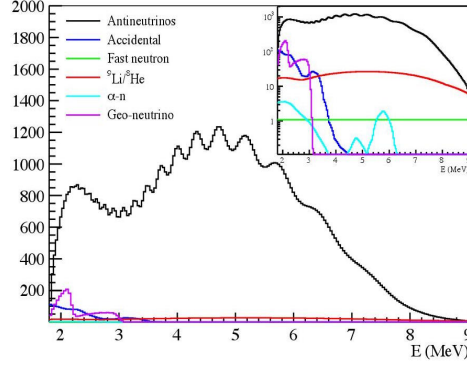


Figura 3.1: Spettro ideale degli antineutrini utilizzato nella generazione.

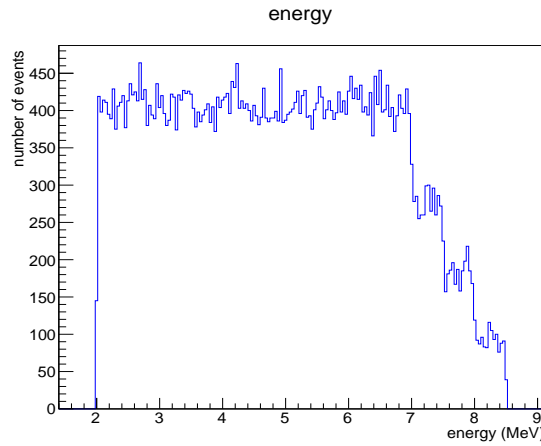


Figura 3.2: Approssimazione dello spettro di energia utilizzata nella simulazione .

A questo punto, le energie del positrone e del neutrone prodotti dalla reazione sono:

$$E_{e+} = \gamma(E_{e+CM} - \beta p_{e+CM} \cos \theta_{posCM}) \quad (3.2.3)$$

$$E_n = E_{tot} - E_{e+} \quad (3.2.4)$$

Il positrone annichila quasi subito, e si approssima la posizione di questo evento a quella del decadimento beta inverso appena avvenuto; il neutrone invece viene fatto evolvere determinandone il Randomwalk. Questo si ottiene campionando da una pdf di tipo esponenziale $\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{1}{\lambda}}$ (con λ lunghezza di attenuazione efficace nel LAB) il singolo step tra un urto e il successivo e la direzione di emissione da una pdf uniforme in $[0, 2\pi] \times [0, \pi]$. Ripetendo questa operazione per un certo tempo (il tempo di cattura), anch'esso campionato da una pdf esponenziale $\frac{1}{\tau} e^{-\frac{1}{\tau}}$ (dove τ è il tempo di vita media prima della cattura nel LAB), si simula il percorso completo del neutrone. Ad ogni step si suppone che la particella incontri con un urto elastico un nucleo di ^2H , subendo nuovamente lo scattering.

A partire dalla posizione e dall'energia degli eventi di annichilazione ($E_{ann} = E_{e+} + M_{e-}$) e di cattura del neutrone ($E_{capt} = 2.2$ MeV di diseccitazione del nucleo di H assorbente), si determina l'emissione di fotoni di scintillazione ad essi associata, secondo l'efficienza energetica del LAB (Tabella 2.1); si procede poi ad evolverne il percorso singolarmente, simulando per ciascun fotone una direzione casuale di propagazione e la relativa attenuazione dovuta al riassorbimento di alcuni fotoni, fino all'arrivo sulla superficie della sfera di PMT.

Per quest'ultimo passaggio, si associa una probabilità per ogni fotone di colpire o meno un PMT, basandosi sul fatto che i 18000 fotomoltiplicatori ricoprono l'80% della sfera, e dunque che circa un 20% dei fotoni non arrivi a colpire un PMT. Si simula poi l'attenuazione rispetto alla distanza percorsa del numero di fotoni, che segue una funzione esponenziale decrescente:

$$N(x) = N_0 * e^{\frac{d}{\lambda}} \quad (3.2.5)$$

dove N_0 è il numero di fotoni generati inizialmente, d la distanza percorsa e λ la lunghezza di attenuazione nel liquido scintillatore. Infine, si considera l'efficienza quantica dei PMT, ossia il fatto che soltanto il 35% dei fotoni di scintillazione che raggiungono un PMT ne causano l'accensione. Ancora, ognuno dei due eventi viene tagliato separatamente con una finestra temporale di 300 ns.

A questo punto si procede a contare il numero di fotoni superstiti, ossia tutti quelli con caratteristiche sufficienti ad accendere un PMT che ne colpiscono effettivamente uno. Ognuno di questi genera un fotoelettrone nel PMT che colpisce.

Si noti che questo numero differisce dal numero di PMT effettivamente accesi, in quanto è possibile che più fotoni colpiscano il medesimo fotomoltiplicatore. Per valutare questo valore, sarebbe necessario procedere ad un'implementazione del codice che simuli la geometria della distribuzione dei PMT sulla superficie della sfera e testi il percorso dei singoli fotoni in relazione a questa. Ciò aumenterebbe di molto i tempi della simulazione e il suo costo computazionale. Lo scopo di questa tesi è quello di fornire una simulazione di Monte Carlo rapida ed efficace, per questa ragione ci si è fermati, per il momento, ai fotoelettroni.

3.2.1 Simulazione del segnale di dark noise

Oltre al segnale IBD, si vuole per completezza simulare anche il rumore di fondo dei PMT. Si tratta di un segnale di fondo generato dall'emissione termoionica del fotocatodo, ossia strumentale. Questo segnale ha una frequenza di $50 \pm 15\%$ kHz ([11]) sui 18000 PMT, e quindi in una finestra di 300 ns ci aspettiamo circa 270 PMT accesi (Figure 3.3).

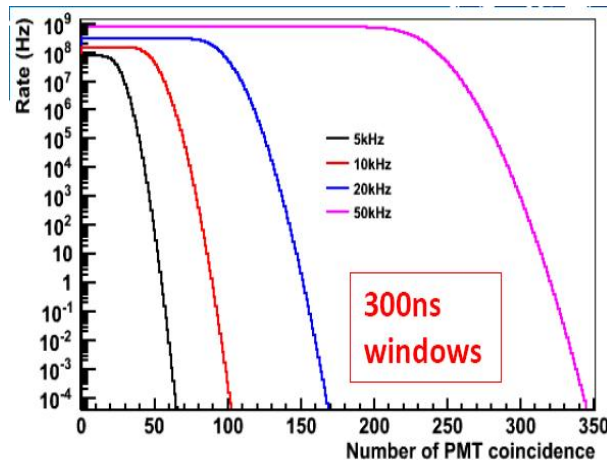


Figura 3.3: PMT dark noise coincidence.

Per la nostra simulazione, abbiamo riportato questo processo dai PMT al numero di fotoelettroni generati, ossia supponendo che ogni fotone raggiunga un diverso PMT. Si tratta anche qui di un'approssimazione.

Si è poi calcolato l'errore associato, simulando il segnale a partire da una distribuzione gaussiana.

3.2.2 Simulazione del segnale di background

Oltre al rumore di fondo (dark noise), saranno presenti anche dei fondi di natura non elettronica, bensì puramente fisica. In particolare nel caso di JUNO saranno molte le possibili cause di un segnale di fondo (background) visibile ai PMT, che potenzialmente potrebbero sporcare i nostri risultati. Ad esempio, possono dare un segnale i muoni cosmici o la radioattività ambientale (esterna ed interna al nostro rivelatore). In questa tesi, ci si è concentrati su quest'ultima.

Precisamente, gli elementi che maggiormente possono generare un fondo per JUNO sono gli isotopi instabili di ^{238}U , ^{232}Th , ^{222}Rn , ^{85}Kr , ^{60}Co e ^{40}K [7]. Questi sono solo alcuni dei molti isotopi, che possono essere presenti sia nella roccia che circonda la struttura, sia nell'acqua in cui è contenuta la sfera, sia disciolti nel liquido scintillatore LAB.

Nella tabella 3.1 riportiamo la radioattività stimata per gli elementi disciolti nel LAB di JUNO che daranno un contributo più consistente, nei due casi di LAB distillato oppure no.

LAB	^{238}U	^{232}Th	^{40}K	^{210}Pb	^{85}Kr	^{39}Ar
No Distillation	10^{-15}g/g	10^{-15}g/g	10^{-16}g/g	$1.4 \cdot 10^{-22}\text{g/g}$	$50\text{ }\mu\text{Bq/m}^3$	$50\text{ }\mu\text{Bq/m}^3$
Distillation	10^{-17}g/g	10^{-17}g/g	10^{-18}g/g	10^{-24}g/g	$1\text{ }\mu\text{Bq/m}^3$	-

Tabella 3.1: Radioattività stimata per il LAB impiegato in JUNO [7].

In questo lavoro ci si occuperà soltanto di due di questi elementi, ossia di ^{40}K e ^{85}Kr nel caso in cui siano disciolti nel liquido scintillatore.

^{40}K

Per quanto riguarda il ^{40}K , esso decade tramite una reazione β^- nel livello fondamentale del ^{40}Ca per l'89.25%, e per il 10.55% tramite una "electron capture", nel livello eccitato del ^{40}Ar , che poi si diseccita emettendo un fotone γ da 1460 keV [10]. Si è simulato il numero di fotoni prodotti in questo processo e la loro evoluzione.

In particolare, si è seguito lo stesso percorso già utilizzato per la simulazione del segnale del decadimento beta inverso, considerando una certa finestra temporale e la frequenza di questi eventi (da tabella 4.1); si è simulato un fotone γ da 1460 keV, generato in posizione casuale all'interno della sfera di scintillatore. Successivamente, si è evoluto il fotone associandogli l'emissione di un corrispondente numero di fotoni di scintillazione emessi in direzioni casuali in $[0, 2\pi] \times [0, \pi]$, tenendo a mente l'isotropia dello spazio. Infine, si è valutato quanti di questi fotoni raggiungono la superficie della sfera dei PMT generando un fotoelettrone. Si ottiene così lo spettro rappresentato in figura 3.4.

^{85}Kr

Per il ^{85}Kr , invece, avviene un decadimento β^- quasi completamente verso lo stato non eccitato del ^{85}Rb (al 99.562%) e in piccolissima parte (0.438%) verso il suo stato eccitato, sempre con decadimento β^- . Simulando il secondo processo, sempre a partire dalla stessa finestra temporale e associandovi la sua frequenza, si è generato un fotone γ questa volta da 514 keV, e si è eseguito lo stesso processo di evoluzione utilizzato prima. Il risultato è mostrato in figura 3.4.

3.2.3 Risultati

Si è scelto, per avere un numero significativo di eventi, di simulare un periodo di presa dati di circa 100 giorni. La quantità registrata è il numero di fotoelettroni che accendono i fotomoltiplicatori. Come detto nei paragrafi precedenti si sommano tutti i fotoelettroni presenti entro una finestra temporale di 300 ns. A causa di questa finestra gli eventi di IBD contano il doppio, perché il segnale prompt (annichilazione del positrone) e il segnale ritardato proveniente dalla termalizzazione del neutrone distano alcuni microsecondi. Il risultato può essere visto in figura 3.4. Il segnale produce un numero di fotoelettroni abbastanza elevato superiore a 4000 fotoelettroni. I segnali

invece di fondo analizzato in questa tesi producono pochi fotoelettroni e quindi sono facilmente eliminati da un semplice taglio nel numero di fotoelettroni.

Chiaramente siamo perfettamente coscienti che, in questa tesi, si sono presi in considerazioni un numero molto ristretto e particolare di fondi. Quindi nessuna conclusione può essere presa a questo livello.

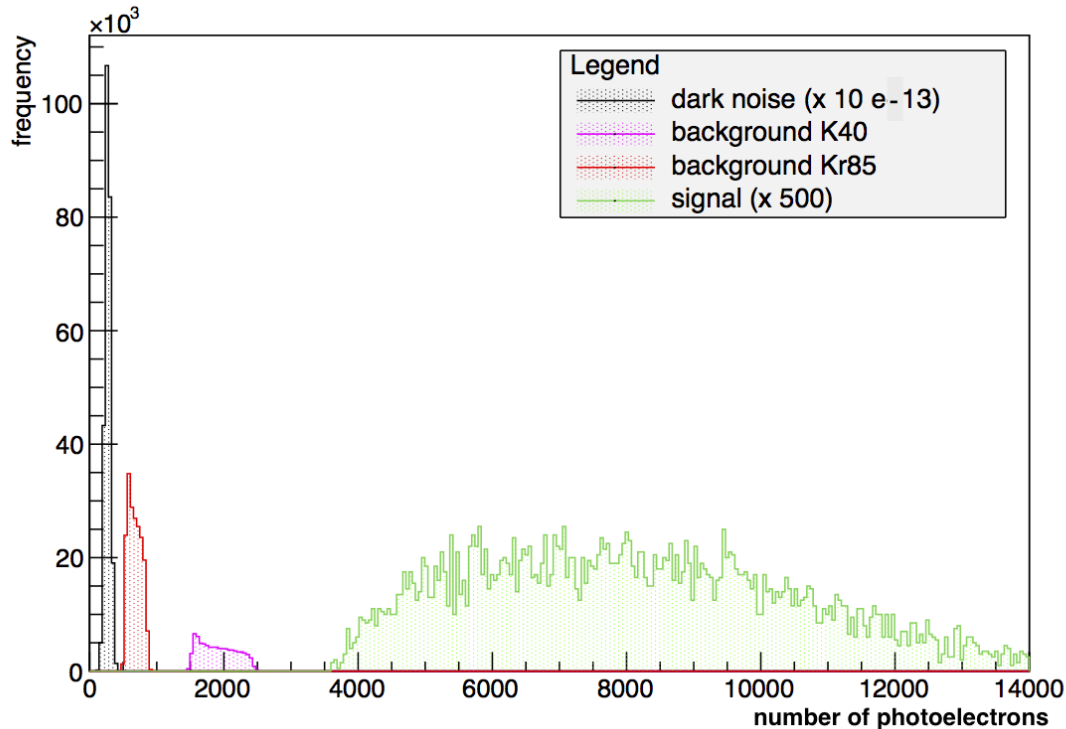


Figura 3.4: L'istogramma mostra il numero di fotoelettroni per il segnale IBD (istogramma verde), dark noise dei PMT (istogramma nero), ^{85}Kr (istogramma rosso) e ^{40}K (istogramma violetto).

Questo andamento risulta essere coerente con l'aspettativa del framework di JUNO . Si vede che la distribuzione del numero di fotoelettroni di IBD signal segue un andamento molto simile a quello atteso, a parte il riscaldamento dovuto al fatto che di considerare il numero di fotoelettroni anzichè il numero di PMT accesi.

3.3 Energia visibile

Si è poi proseguita l'analisi andando a vedere quale sia il comportamento dell'energia coinvolta nella reazione IBD. In particolare, si è cercato di capire quale relazione esista tra l'energia iniziale dell'antineutrino $E_{\bar{\nu}}$ e l'energia che raggiunge la superficie della sfera dei PMT, ossia l'energia totale visibile dall'apparato sperimentale E_{vis} . Il risultato è riportato in Figura 3.6, e come si può vedere vi è una relazione lineare tra le due quantità.

Si osservi che l'energia che stiamo campionando come energia visibile è la somma di tutta l'energia depositata sui PMT, quindi sia l'energia trasportata dai fotoni risultanti dai processi di annichilazione che quella portata dai fotoni emessi dai processi di Neutron Capture.

Nella simulazione si è supposto che il neutrone compia il suo randomwalk con una successione di urti elastici; si tratta di un'approssimazione, poichè in realtà lungo questo percorso la particella perde una parte della sua energia. Inoltre vi è una perdita di energia lungo il cammino dei fotoni, e dunque l'energia visibile è notevolmente più bassa di quella del neutrino iniziale.

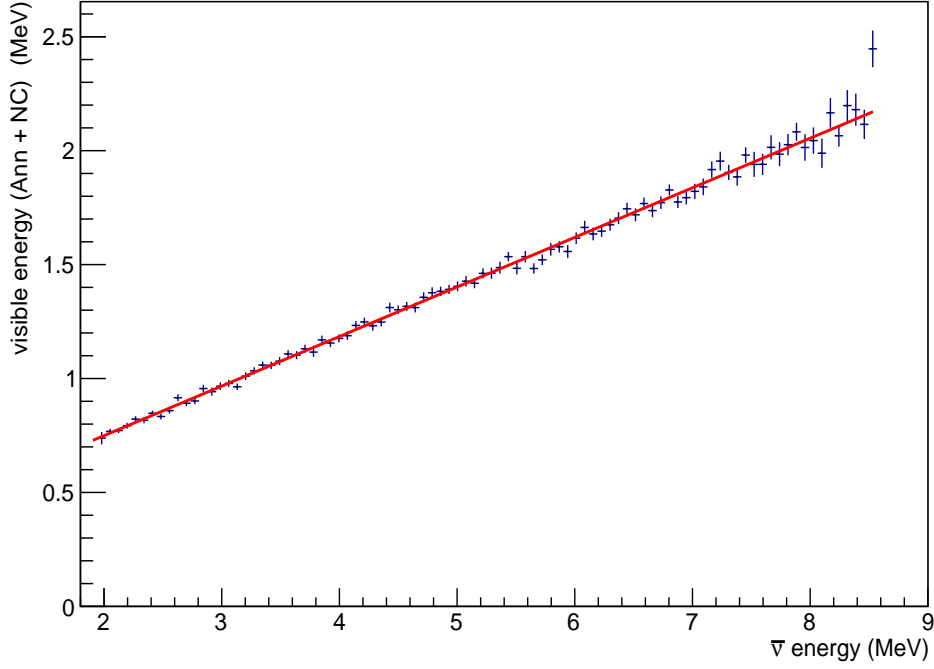


Figura 3.5: Linearità della relazione tra energia visibile ai PMT ed energia iniziale dell'antineutrino.

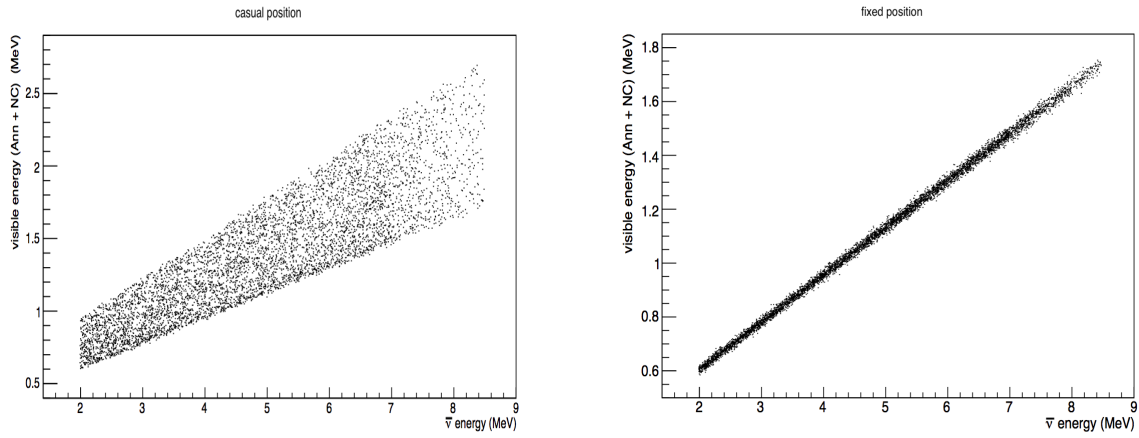


Figura 3.6: energia visibile su energia iniziale di $\bar{\nu}$ con posizioni casuali o fissate nell'origine.

Infine, per il campione utilizzato si nota un allargamento e una dispersione dei punti nel grafico che genera una fascia di una certa larghezza (Figura 3.6, casual position) e indebolisce il valore del nostro fit. Tuttavia, simulando un certo numero di eventi a posizione fissata, i punti si distribuiscono in modo molto più chiaro e più netto (Figura 3.6, fixed position). si può concludere, quindi, che questa dispersione dei punti sia dovuta in buona parte alla generazione casuale della posizione dei nostri eventi, e alla conseguente differenza nelle distanze che i fotoni generati possono percorrere prima di raggiungere la superficie della sfera di PMT. Dunque, la dipendenza lineare delle due grandezze mantiene la sua validità.

Si è infine cercato di determinare quale sia l'impatto della posizione in cui avviene l'IBD sul numero di fotoelettroni raccolti dai PMT. Per fare ciò, si sono simulati una serie di eventi ad energia fissata a diverse distanze dal centro della sfera, via via sempre maggiori.

L'aspettativa teorica è di vedere aumentare il numero di fotoelettroni via via che ci avviciniamo alla superficie, in quanto i fotoni generati al centro del nostro sistema percorrono tutti (quasi) la stessa distanza per raggiungere i PMT, e dunque a tutti si applica lo stesso fattore di attenuazione; invece, i fotoni generati a minor distanza dalla superficie della sfera hanno una minor probabilità di essere assorbiti lungo il loro percorso, poichè questo diventa via via più breve.

La nostra simulazione è stata effettuata con un evento da 2 MeV ripetuto a distanza crescente dall'origine. Quello che restituisce è riportato in figura 3.7.

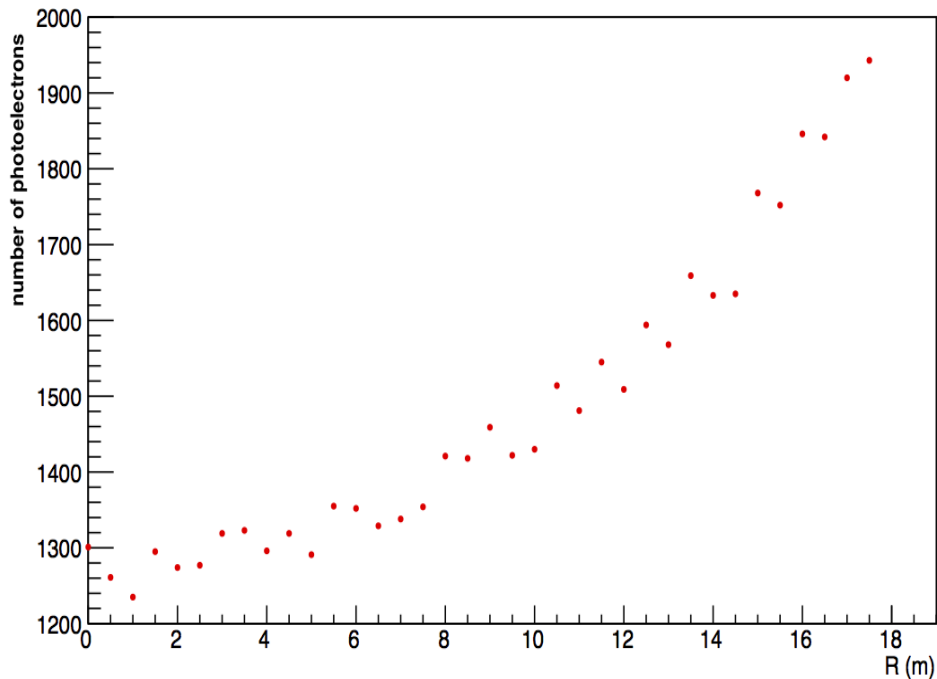


Figura 3.7: Numero di fotoelettroni prodotti in funzione del raggio

Si vede molto chiaramente un aumento del numero di fotoelettroni mano a mano che ci avviciniamo alla superficie della sfera.

Ripetendo la simulazione rispetto al cubo del raggio, ossia proporzionalmente al volume della sfera, otteniamo il grafico riportato in figura 3.8. Il risultato trovato è in accordo qualitativo con quanto trovato (figura 3.9) utilizzando la simulazione completa del rivelatore JUNO. Si vede infatti una crescita lineare nel numero di fotoelettroni prodotti all'aumentare del volume.

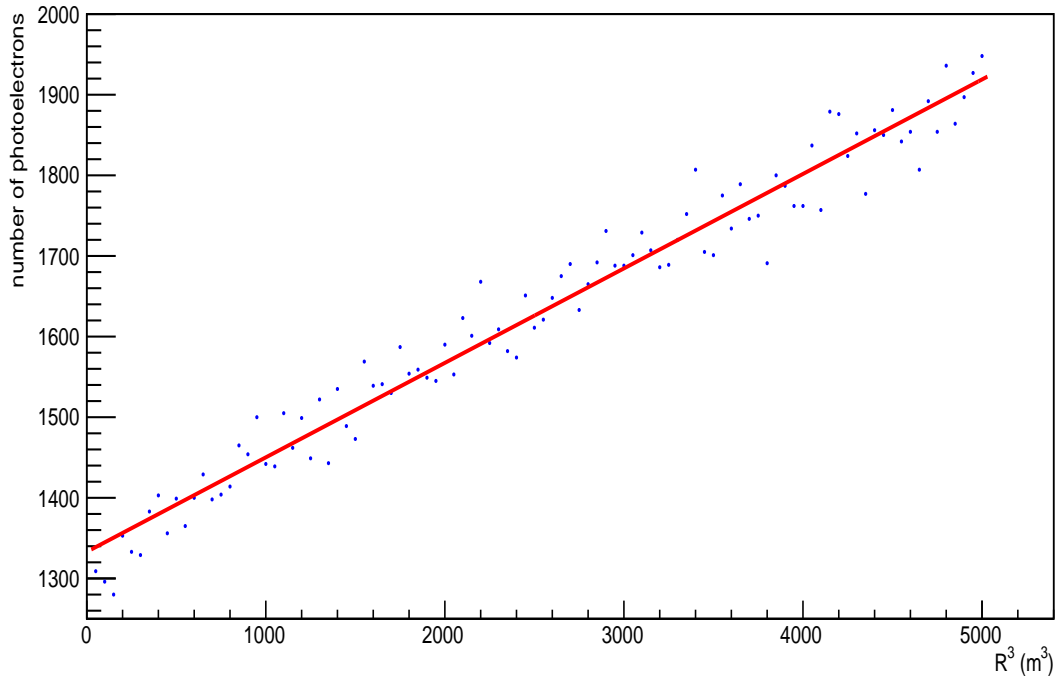


Figura 3.8: Numero di fotoelettroni prodotti in funzione del cubo del raggio

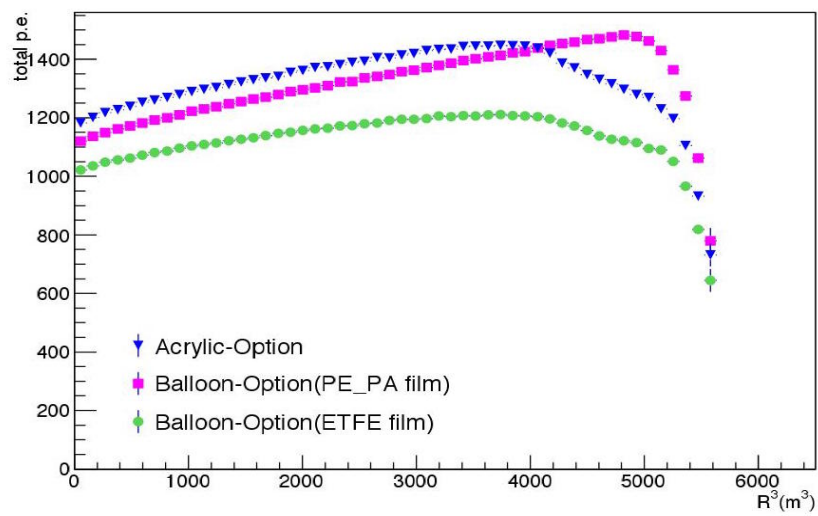


Figura 3.9: Numero di fotoelettroni prodotti nei PMT in funzione del cubo del raggio

Capitolo 4

Conclusioni

Scopo di questa tesi è stata quello di creare una simulazione molto semplice e veloce del rivelatore JUNO. In questa maniera è possibile evidenziare in maniera chiara gli aspetti fisici principali del rivelatore. Va da sè che una simulazione di questo tipo non può assolutamente sostituire una simulazione completa del rivelatore quando si devono estrarre risultati fisici.

È stato simulato il segnale (decadimento beta inverso) e due semplici processi fisici (decadimento gamma del ^{85}Kr e ^{40}K). Si è quindi analizzato il numero di fotoelettroni prodotti da questi processi. Questa è una tipica variabile su cui può essere costruito un trigger per separare il segnale dal fondo. Si è anche notato che le coincidenze causali prodotte dal dark noise dei PMT non dà alcun problema.

Si è anche controllato la risposta lineare del rivelatore all'energia depositata e l'andamento dei fotoelettroni con la posizione dell'evento generato. Quest'ultima quantità è in accordo qualitativo con quanto si può ottenere attraverso una simulazione completa dell'apparato.

Bibliografia

- [1] W. Pauli: "Aufsätze und Vorträge über Physik und Erkenntnistheorie" Vol. 115. Viegag & Sohn, 1961.
- [2] F. Reines e C. L Cowan: "The neutrino" Nature 178, 446, 1956.
- [3] CL Cowan Jr: "AD MGuire Science 124, 103,(1956) F. Reines and CL Cowan" Nature 178 (1956), 466.
- [4] A. Bettini: "Introduction to Elementary Particle Physics" Cambridge University Press, 2008.
- [5] Z. Maki, M. Nakagawa e S. Sakata, "Remarks on the unified model of elementary particles", Prog. Theor. Phys. 28, 870, 1962.
- [6] B. Pontecorvo, "Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge", JETP 26.5, 984, 1968.
- [7] Yellowbook, "Physics at JUNO", 2015.
- [8] M.C. Gonzalez-Garcia *et al.* "Global fit to three neutrino mixing: critical look at present precision", JHEP 1212:123, 2012.
- [9] F. Capozzi *et al.* "Status of three-neutrino oscillation parameters, 2013", Phys.Rev. D89.9, 93018. arXiv: 1312.2878, 2014.
- [10] X. Mougeot, R. G. Helmer, "Table di Radionucleides", LNE-LNHB/CEA, 2012.
- [11] JUNO Colaboration, "JUNO CDR", 2015.